



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. В. Богданов, А. В. Кайсин, О возможном самосогласованном механизме формирования и распаде кольцевого тока Земли, *Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки*, 2013, выпуск 2(7), 12–17

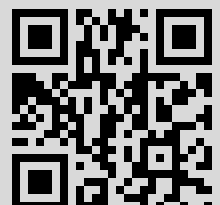
DOI: <http://dx.doi.org/10.18454/2079-6641-2013-7-2-12-18>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 77.82.207.136

15 июля 2016 г., 12:23:14



DOI: 10.18454/2079-6641-2013-7-2-12-18

ФИЗИКА

УДК 550.385.41

О ВОЗМОЖНОМ САМОСОГЛАСОВАННОМ МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ И РАСПАДЕ КОЛЬЦЕВОГО ТОКА ЗЕМЛИ

В.В. Богданов, А.В. Кайсин

Институт космических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН,
684034, Камчатский край, с. Паратунка, ул. Мирная, 7

E-mail: vbogd@ikir.ru

В работе предлагается один из возможных механизмов формирования и распада
кольцевого тока.

Ключевые слова: магнитная буря, кольцевой ток, дрейфовое приближение

© Богданов В.В., Кайсин А.В., 2013

PHYSICS

MSC 78A25

ABOUT POSSIBLE SELF-CONSISTENT MECHANISM OF FORMATION AND DISINTEGRATION OF A RING CURRENT EARTH

V.V. Bogdanov, A.V. Kaisin

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation Far-Eastern Branch,
Russian Academy of Sciences, 684034, Kamchatskiy Kray, Paratunka, Mirnaya st., 7,
Russia

E-mail: vbogd@ikir.ru

The paper presents one of the possible mechanisms of formation and decay of the ring
current.

Key words: magnetic storm, the ring current, drift approximation

© Bogdanov V.V., Kaisin A.V., 2013

Введение

Известно, что на главной фазе магнитосферного возмущения на низких и средних широтах происходит уменьшение горизонтальной составляющей геомагнитного поля, а на восстановительной фазе поле возрастает и возвращается практически к начальному уровню. Это явление было объяснено Чепменом и Ферраро за счет формирования планетарного кольцевого тока (КТ) [1],[2], сконцентрированного в основном в области геомагнитного экватора на расстояниях равных нескольким радиусам от поверхности Земли. В тоже время в областях магнитосферы вне КТ (максимум расположен в интервале $L \sim 3 - 4$) следует ожидать обратную картину: на главной фазе магнитной бури магнитное поле растёт, а на восстановительной уменьшается до невозмущенного значения.

Сила КТ оценивается по величине горизонтальной составляющей возмущения магнитного поля, обозначаемой индексом D_{st} . Известно, что за динамику КТ ответственно глобальное электрическое поле E_c [2],[3]. При этом основными параметрами, контролирующими формирование КТ на главной стадии бури, является скорость солнечного ветра V_{SW} и величина южной компоненты межпланетного магнитного поля B_z . Перечисленные параметры ответственны за процессы перестройки магнитного поля во внешней области магнитосферы и проникновения в магнитосферу солнечной плазмы. Кроме того, эти параметры отвечают за E_c , для средней величины которой в экваториальной плоскости справедливо $E_c = V_{SW} B_z$. В данной статье не рассматриваются механизмы инжекции заряженных частиц в магнитную ловушку КТ и ее заполнение. Полагаем, что на стадии развития магнитной бури, которая представляет собой наложение серии суббурь, происходит формирование симметричного буревого КТ, который создает собственное магнитное поле как во внутренней, так и во внешней (по отношению к нему) областях магнитосферы. Суперпозиция переменного магнитного поля КТ на главной и восстановительной фазах бури с дипольным полем Земли определяет динамику заряженных частиц плазмы в этих областях. Анализу динамики этих заряженных частиц для плоскости геомагнитного экватора в дрейфовом приближении посвящена настоящая работа.

Вывод вспомогательных соотношений

В безвихревом магнитном поле, уравнение движения ведущего центра в плоскости экватора переменного аксиального магнитного поля (широта $\lambda = 0$, $v_{||} = 0$ – параллельная составляющая скорости) имеет вид

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = c \frac{E}{B} \vec{e}_2 + \frac{k}{r} \frac{v_{\perp}^2}{2\omega_L} \vec{e}_3, \quad (1)$$

где $\vec{e}_1 = \vec{B}/B$, \vec{e}_2 , \vec{e}_3 – единичные векторы, направленные вдоль поля \vec{B} , главной нормали и бинормали к силовой линии, соответствующие криволинейным координатам X_1, X_2, X_3 (координата X_1 совпадает с силовой линией) [4],[5]; $v \equiv v_{\perp}$ – полная скорость частицы, B и E – магнитное и электрическое поле, ω_L – ларморовская частота. В (1) учтено, что если $rot \vec{B} = 0$, то $1/r_{кр} = k/r$, k – некоторый коэффициент пропорциональности между радиус-вектором r и кривизной силовой линии $r_{кр}$. В аксиальном поле и в цилиндрической системе координат из (1) для соответствующих скоростей

по координатам ϕ и r имеем ($\mu = mv_{\perp}^2/2H$ – первый адиабатический инвариант):

$$U_{\phi} = c\mu/er_{\text{кр}}, U_r = dr/dt = cE/B. \quad (2)$$

Из первого соотношения (2) получаем:

$$rU_{\phi} = (c/e)k\mu = \text{const}, \quad (3)$$

с точностью дрейфового приближения ($\mu = \text{const}$).

Лагранжиан заряженной частицы, двигающейся в плоскости экватора аксиально-го магнитного поля, с той степенью точности, с которой можно отделить дрейфовое движение от ларморовского вращения, в цилиндрической системе координат имеет вид

$$L = mU_{\phi}^2/2 + mU_r^2/2 + (e/c)rA_{\phi}. \quad (4)$$

На основе (4) и уравнения Лагранжа для обобщенного импульса частицы P_{ϕ} в дрейфовом приближении получим ($U_r \neq 0$)

$$P_{\phi} = mrU_{\phi} + (e/c)rA_{\phi}. \quad (5)$$

Учитывая, что справедливо (3), получаем

$$rA_{\phi} = \text{const}, \quad (6)$$

с точностью $\mu = \text{const}$. Поскольку в плоскости экватора аксиального поля $A_{\phi} \sim rB$, то из последнего выражения следует

$$r^2B = \text{const}. \quad (7)$$

Следовательно, помимо выражения (6), пропорционального потоку $\Phi \sim RA_{\phi}$, сохраняется и выражение (7). Из явного вида первого адиабатического инварианта ($\mu = mv_{\perp}^2/2$) = const выразим значение магнитного поля B и подставим в (7). Получим

$$r^2mv^2/2\mu = \text{const}(v \equiv v_{\perp})rv = \text{const}. \quad (8)$$

Т. к. $\mu \sim (v^2/B) \sim T/B$, где T – температура частиц, то (8) можно представить в виде

$$r^2T = \text{const}. \quad (9)$$

Выражения (1)–(9) записаны для текущих значений радиуса r полей B, E и энергии $v^2 \equiv v_{\perp}^2$ при условии, что возмущенное магнитное поле остаётся аксиальным.

Определим смещение частицы по r в результате изменения магнитного поля за счет симметричной компоненты кольцевого тока, пропорциональной D_{st} – вариации (см. (2)), воспользовавшись результатами работы [4],[6]. Будем полагать, что влияние КТ на дипольное поле Земли зависит только от времени, а асимметрия поля и его радиальная зависимости отсутствуют. Пусть \mathbf{E} – вихревое электрическое поле, которое, согласно уравнению Максвелла, появляется из-за изменения магнитного поля: $\text{crot}\mathbf{E} = -\partial\mathbf{B}/\partial t = -d\mathbf{B}_{dst}/dt$. В экваториальной плоскости поле \mathbf{E} и поле \mathbf{B} имеют по одной компоненте в цилиндрической системе координат (r, ϕ, z) , в которой ось z направлена вдоль оси диполя $\mathbf{E} = (0, E_{\phi}(r, t), 0)$ и $\mathbf{B} = (0, 0, B_z(r, t))$ где $B_z(r, t) = B_e(r, t) \cdot (r_e/r)^3$, B_e – стационарное поле на поверхности Земли. Выразив из уравнения Максвелла поле E_{ϕ} и подставив его значение во второе уравнение для

радиального дрейфа U_r , получим связь между значением B_{dst} – вариацией и радиус-вектором частицы, на который она сместится относительно своего начального положения r_{in} в момент начала бури ($t = 0$) [4],

$$B_{dst} = 2B_e(r_e/r)^3(1 - r/r_{in}), \quad (10)$$

где r_{in} – первоначальный радиус дрейфовой оболочки протона при $B_{in} = B_e \cdot (r_e/r_{in})^3$, или, разрешив (10) относительно r_{in} , получим

$$r_{in} = r/[1 - (B_{dst}/2B_e)(r/r_e)^3]. \quad (11)$$

Перепишем решение (11) как

$$-2\pi B_e r_e^3/r + \pi r^2 B_{dst} = -2\pi B_e r_e^3/r_{in}, \quad (12)$$

и, поскольку поток дипольной составляющей магнитного поля через дрейфовую оболочку имеет вид

$$\Phi_d(r) = \int_0^r \frac{B_e r_e^3}{r^3} 2\pi r dr = - \int_r^\infty \frac{B_e r_e^3}{r^3} 2\pi r dr = - \frac{2\pi B_e r_e^3}{r}, \quad (13)$$

то с учетом этого выражения и (12) получаем

$$\Phi_d + \pi r^2 B_{dst} = \Phi_d(r_{in}) = const. \quad (14)$$

Следовательно, (10) можно представить в виде, который совпадает с условием сохранения полного потока магнитного поля, охватываемого дрейфовой оболочкой (третий адиабатический инвариант). Так как $B(r) = (B_e r_e^3)/r^3$, представим (12) в виде $r^2[B(r) - B_{dst}/2] = r_{in}^2 B(r_{in}) = const$ или

$$r^2 B_r = r_{in}^2 B_{in} = const, \quad (15)$$

что аналогично общему выражению (7).

Результаты анализа

Из (10) и (15) следует, что при $B_{dst} < 0$ частицы дрейфуют от Земли $r > r_{in}$ с уменьшением согласно (9) температуры, и, наоборот, при $B_{dst} > 0$ частицы дрейфуют к Земле $r < r_{in}$ с увеличением температуры. Это справедливо для внутренней области по отношению к КТ ($L < 3$) и для внешней области ($L > 4$), как на главной, так и восстановительной фазе бури.

В работе [6] показано, что модель смещения дрейфовой оболочки от Земли на главной фазе бури, определяемое уменьшением поля B во внутренней плазмосфере, удовлетворительно описывает понижение температуры протонов в экваториальной плоскости и удаление от Земли, зарегистрированное спутниками МАГИОН-5 и ИНТЕРБОЛ-2. На восстановительной фазе всё происходит наоборот: протоны нагреваются и приближаются к Земле. При этом модель деформированной силовой линии при возмущении не рассматривалась. На основе результатов работ [6], [7], [8], в которых построена динамическая система координат, описывающая перенос плазмы в нестационарном магнитном поле с учётом деформации силовой линии, и данных

спутника «Ого-3» [9] рассмотрим динамику магнитной бури, которая произошла в начале июля 1966г. Смысл модели в том, что по измеренным значениям реального поля в точке с радиус-вектором r можно определить параметры поля B^{in} и r_{in} откуда стартовала частица, или, наоборот, куда она придёт в конце возмущения, если известно деформированное поле. Зададим уравнение возмущенной силовой линии в виде $r = R_0 \cos^k \lambda$ (см. работы [6], [7], [8]), разделив её деформацию на две части – на главную и восстановительную. Коэффициент k для уравнения силовой линии на главной фазе определим соотношением $k_{ГЛ} = 2 + 1.5(\sigma_{ГЛ})^2$, где $\sigma_{ГЛ} = t/\tau_{ГЛ}$ – безразмерный величина, пропорциональная времени от начала развития магнитной бури до начала восстановления. Для восстановительной стадии $k_B = 2 + 1.5(1 - \sigma_B^2)$, где $\sigma_B = t/\tau_B$ – пропорциональна времени, уже отсчитываемому от начала восстановительной фазы магнитной бури, а τ_B – характерное время восстановления магнитного поля после максимальной деформации в момент $\sigma_B = 0$, связанной с развитием главной фазы бури. В конечный момент главной фазы коэффициент $k_{ГЛ}(\sigma_{ГЛ} = 1)$ равняется начальному значению $k_B(\sigma_B = 0)$. На рис.1 представлены невозмущенные силовые линии дипольного поля Земли и КТ (а) и их суперпозиция (рис.1б).

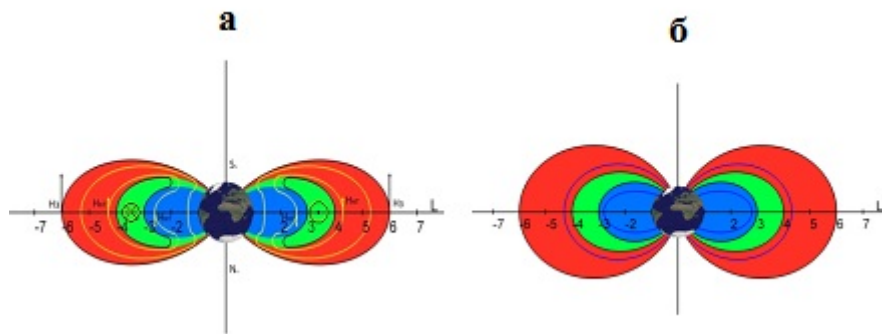


Рис. 1. а) Силовые линии дипольного магнитного поля Земли (черный цвет) и кольцевого тока (желтый цвет). Указано направление кольцевого тока. б) Суперпозиция силовых линий магнитного диполя и кольцевого тока Земли. Во внешней области от кольцевого тока $k \leq 2$, во внутренней области $k \geq 2$, $r = R_0 \cos^k \lambda$

Суперпозиция силовых линий магнитного диполя и кольцевого тока Земли. Во внешней области от кольцевого тока $k \leq 2$, во внутренней области $k \geq 2$, $r = R_0 \cos^k \lambda$

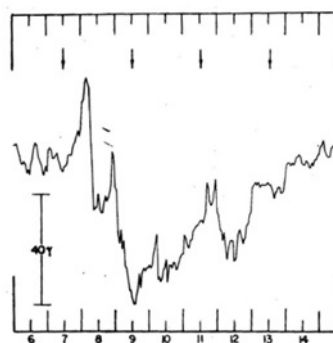


Рис. 2. Значения $D_{st}(H)$ в период геомагнитной бури в начале июля 1966г. [9].

На рис.2 для индекса D_{st} показано развитие этой бури по дням [9], откуда следует, что главная фаза бури $\tau_{ГЛ} = 1,5$ дня, а восстановительная $\tau_{В} = 4$ дня. Для этой бури на основе конкретных значений $D_{st}(t)$ и прослежена динамика возмущенных силовых линий внутренней и внешней областей магнитосферы по отношению КТ.

На рис.3 представлена иллюстрация к предложенному механизму формирования кольцевого тока на главной и восстановительных фазах магнитной бури на основе модельного представления сжатия и расширения силовых линий в области захвата магнитосферы Земли.

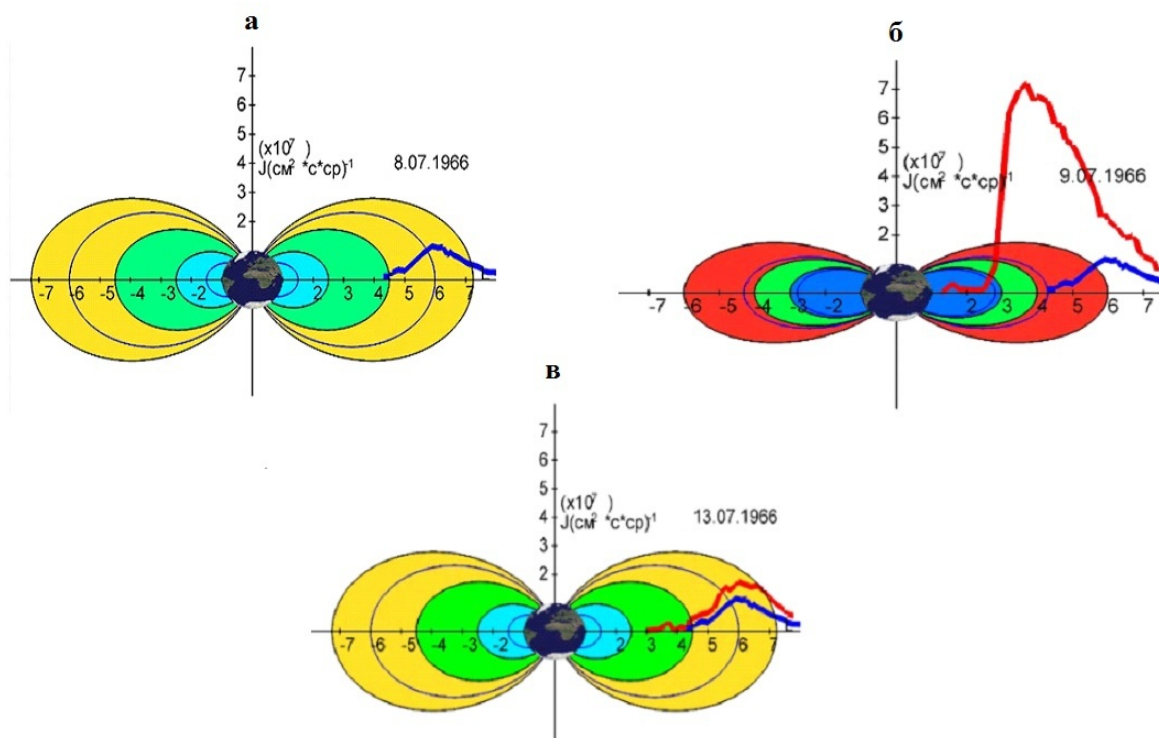


Рис. 3. Иллюстрация динамики внутренней и внешней магнитосферы по отношению к КТ на примере изменения силовых линий: а) перед началом бури, 8 июля (распределение протонов обозначено линией синего цвета); б) в конце главной фазы 9 июля (красный цвет); в) в конце магнитной бури, 13 июля. КТ выделен зеленым цветом.

На рис.3 представлены соответствующие изменения в распределении направленных потоков протонов j с энергиями в интервале $31\text{ЭВ} \leq p \leq 49\text{кЭВ}$ по данным спутника «ОГО-3» [9].

Заключение

Показано, что на главной фазе магнитной бури во внешней области по отношению к КТ ($L > 4$) заряженные частицы за счёт электрического дрейфа двигаются к Земле (к КТ) и при этом нагреваются, а на восстановительной фазе удаляются от Земли (от КТ) и остывают. В тоже время во внутренней по отношению к КТ области ($L < 3$) на главной фазе магнитной бури картина обратная: частицы двигаются от Земли к формирующемуся КТ и остывают [10], а на восстановительной фазе – от КТ, т.е. к

Земле, и нагреваются. Следовательно, на главной стадии бури складываются естественные условия, при которых за счет встречного движения заряженных частиц КТ начинает усиливаться. При этом он как бы сам себя формирует, «собирая» вокруг и «подтягивая» к себе плазму. На стадии восстановления, когда происходит ослабление давления солнечного ветра на магнитосферу, дипольное поле начинает восстанавливаться и, как следствие, происходит ослабление КТ. В этом случае предложенный механизм формирования и ослабления КТ автоматически предполагает внутри самого КТ существование области с $3 < L < 4$, где поле на главной и восстановительной фазах остаётся постоянным, т.к. здесь и $\partial B/\partial t$, и электрическое поле изменяют знак и поэтому равны нулю. Подтверждением этого является экспериментально зарегистрированный факт постоянства параметров КТ в его внутренней области (спутник CSE программы AMPTE) [1].

Библиографический список

1. Тёмный В.В. Плазма кольцевых токов магнитосферы Земли. Модель в сопоставлении с результатами эксперимента АМТЕ/ССЕ // Космические исследования. 1987. Т. 25. Вып. 3. С. 428-438.
2. Akasofu S.-I, Chapman S. The ring current, geomagnetic disturbance, and the Van Allen radiation belts // J. Geophys. Res. 1961. Vol. 66. P. 1321-1350.
3. Chapman S., Ferraro V.C. A new theory of magnetic storm // Nature. 1930. Vol. 126. P. 129-130.
4. Веригин М.И., Котова Г.А., Безруких В.В., Богданов В.В., Кайсин А.В. Дрейф ионов во внутренней плазмосфере Земли во время магнитосферных возмущений и динамика температуры протонов // Геомагнетизм и аэронавигация. 2011. Т. 51. С. 41-50.
5. Морозов А.И., Соловьев Л.С. Движение заряженных частиц в электромагнитных полях // Вопросы теории плазмы. 1963. Вып.2. С. 177-261.
6. Богданов В.В., Плетнев В.Д. К вопросу о динамической системе координат в геомагнитной ловушке // Космические исследования. 1974. Т. 12. Вып. 3. С. 380-386.
7. Богданов В.В. Динамика магнитосферной плазмы в дрейфовом приближении. Владивосток: Дальнаука, 2006. 140 с.
8. Богданов В.В. Исследование в геосферных оболочках процессов, инициированных солнечным и литосферным воздействием: дис... док. физ.-мат. наук. Иркутск, 2008. С. 264.
9. Frank L.A. On the extraterrestrial ring current during geomagnetic storms // J. Geophys. Res. 1967.
10. Редерер Х. Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем. – М.: Мир, 1972. 192 с.

Поступила в редакцию / Original article submitted: 21.11.2013